

П'ЕЗООПТИЧНИЙ ЕФЕКТ У КРИСТАЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$

Б. Г. Мицик, А. С. Андрущак, Я. П. Кость, І. М. Сольський
Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України,
вул. Наукова, 5, Львів, 79601, Україна

(Отримано 1 лютого 2008 р.; в остаточному вигляді — 28 травня 2008 р.)

Для чистих і легованих магнієм кристалів ніобату літію визначено п'єзооптичні коефіцієнти (ПОК) різниці ходу і двозаломлення в геометріях експерименту, які відповідають як головним кристалооптичним осям, так і діагональним напрямкам між ними. Обговорено причини розбіжностей окремих результатів із літературними даними. П'єзооптичний ефект у цих кристалах є тотожним у межах похибки поляризаційно-оптичного експерименту як за анізотропією, так і за величиною ПОК та їхніми знаками, а температурна стабільність висока: зміна найбільших ПОК для $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ в температурному інтервалі $\sim 20\text{--}110^\circ\text{C}$ не перевищує 1.8%. Перевага легованих магнієм кристалів ніобату літію щодо перспектив застосування в акустооптичних пристроях полягає в їхній високій оптичній променевої стійкості.

Ключові слова: п'єзооптичний ефект, ніобат літію, температурна стабільність, різниця ходу, двозаломлення.

PACS number(s): 78.20.Nr

ВСТУП

Кристали ніобату літію, леговані магнієм (7% MgO в розплаві), вирошено методом Чохральського. Високу оптичну якість кристалів, відсутність внутрішніх напружень у зразках і мінімізацію паразитного двозаломлення вздовж оптичної осі вдалося отримати завдяки повільному регульованому зниженню температури від T -монодоменізації (1200°C) до T -кімнатної.

Інтерес до кристалів ніобату літію, легованих магнієм ($\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$), зумовлений двома чинниками: 1) кристали ніобату літію широко використовують в електро- та акустооптичних пристроях; 2) леговані магнієм кристали порівняно з чистим ніобатом літію мають у ~ 5 разів вищу променеви стійкість, що дає змогу створити електро- та акустооптичні комірники для управління потужним оптичним випромінюванням.

Однак для легованих кристалів необхідно вивчити ті параметри, на основі яких можна встановити ефективність застосування цих кристалів у прикладній електро- та акустооптиці.

Первинним ефектом на шляху до вивчення акустооптичної ефективності матеріалу є п'єзооптичний ефект (ПОЕ). Нижче подано результати вивчення ПОЕ за різницею ходу і двозаломленням у кристалах $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$, проведено порівняння з ПОЕ чистих кристалів ніобату літію, вивчено температурні залежності двозаломлення й найбільших п'єзооптичних коефіцієнтів (ПОК).

І. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Поляризаційно-оптичним методом [1–3] визначено ПОК різниці ходу $\pi_{km}^0 = -2 \delta \Delta_k / (d_k \cdot \sigma_m) = -\lambda / \sigma_{km}^0$ (тут $\delta \Delta_k$ — зміна різниці ходу, d_k — товщина зразка,

σ_m — механічне напруження, $\sigma_{km}^0 = \sigma_{km} d_k$ — керуюче механічне напруження, σ_{km} — півхвильове напруження, індекси k, m позначають напрямки поширення світла й дії одновісного тиску відповідно, $\lambda = 633 \text{ нм}$ — довжина світлової хвилі). ПОК двозаломлення $\pi_{km}^* = -2 \delta \Delta n_k / \sigma_m$ ($\delta \Delta n_k$ — зміна двозаломлення) розраховано на основі відомого виразу:

$$\pi_{km}^* = \pi_{km}^0 + 2 \Delta n_k S_{km}, \quad (1)$$

де S_{km} — коефіцієнти пружної податливості.

Зауважимо, що похибка визначення коефіцієнтів π_{km}^0 становить $5 \div 7 \%$. Що стосується похибки температурної зміни π_{km}^0 , то вона, зрозуміло, значно менша і формується виключно похибкою визначення зміни величини керуючого напруження σ_{km}^0 при різних температурах. Формально така похибка не перевищує 0.5%. Однак зі зміною температури змінюється двозаломлення Δn_k зразка, його товщина d_k і, відповідно, різниця ходу $\delta \Delta_k = \delta(\Delta n \cdot d_k)$. Тому при стабілізації температури в різних точках початкова фаза синусоїдальної залежності $I(\delta \Delta_k)$ інтенсивності світла, яке виходить із системи поляризатор-зразок-аналізатор, при умові $\sigma_m = 0$ є довільною для різних температур (рис. 1).

З іншого боку, такі фактори, як нестрога взаємна орієнтація поляризаторів, різна якість інтерференційної картини в різних її точках, наприклад, точки a, b на рис. 1 (це зумовлюється якістю зразка, якістю оптичних компонент системи, однорідністю перетину лазерного променя та ін.), є причиною залежності півхвильового напруження σ_{km} від початкової фази функції $I(\delta \Delta_k)$, тобто при $\sigma_m = 0$. Для уникнення такої залежності в поляризаційно-оптичну схему після зразка введено двозаломлюючу пластину 4 (рис. 2), розміщену своєю індикатрисою паралельно до індикатриси зразка. Поворотом цієї пластини змінюється її ефективна (вздовж променя) товщина і, відповідно, різниця ходу, що дозволяє при будь-якій температурі

виставити однакову початкову фазу (тобто накласти пунктирний графік на суцільний, рис. 1).

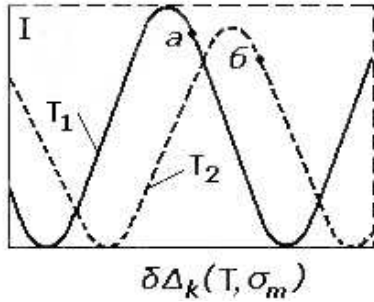


Рис. 1. Залежності $I(\sigma_m)$ при різних температурах; точки а і б демонструють різні значення інтенсивності I при однакових фазах залежності $I(\delta\Delta_k)$.

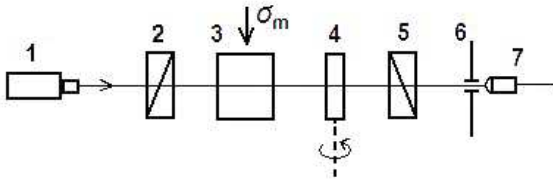


Рис. 2. Оптична схема установки для визначення півхвильових напружень σ_{km} : 1 — лазер; 2, 5 — поляризатори; 3 — зразок; 4 — кристалічна пластина; 6 — щілина; 7 — фотоприймач.

Для визначення на основі (1) величини пружного внеску $2\Delta n_k S_{km}$ і ПОК двозаломлення π_{km}^* необхідні значення S_{km} і Δn_k . Величини S_{km} запозичені в [4] для чистих кристалів LiNbO_3 (у бріюстерах; 1 Бр = $10^{-12}\text{м}^2/\text{Н}$): $S_{11} = 5.77$; $S_{12} = -1.17$; $S_{13} = -1.32$; $S_{33} = 4.92$; $S_{14} = -0.85$; $S_{44} = 16.6$. Використання цих значень S_{km} є виправданим, оскільки, за нашими даними, отриманими за допомогою акустичного методу Пападакіса [5], відмінність значень S_{km} для кристалів LiNbO_3 і $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ не перевищує похибки експерименту.

Значення Δn_k становлять: 1) для LiNbO_3 $\Delta n_1 = n_2 - n_3 = 2.286 - 2.200 = 0.086$; $\Delta n_4 = \Delta n_{\bar{4}} = n_1 - n_4 = 2.286 - 2.242 = 0.044$; значення n_4 розраховане на основі відомого виразу $n_4 = n_{\bar{4}} = \sqrt{2}n_1n_3 / \sqrt{n_1^2 + n_3^2}$; 2) для $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ $\Delta n_1 = n_2 - n_3 = 2.282 - 2.192 = 0.090$; $\Delta n_4 = \Delta n_{\bar{4}} = 2.282 - 2.236 = 0.046$. Показники заломлення $n_1 = n_2$ і n_3 на довжині світлової хвилі $\lambda = 0,63$ мкм для LiNbO_3 взяті із [6], а для $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ — із [7].

Зауважимо, що визначення величини пружного внеску в π_{km}^0 на основі (1) є справедливим лише у випадку, коли індекси $k, m = 1, 2, 3$. Наприклад, для умов $k = 1, m = 2$ співвідношення (1) має вигляд:

$$\pi_{12}^* = \pi_{12}^0 + 2\Delta n_1 S_{12}. \quad (2)$$

Якщо індекси $k, m = 4, \bar{4}$ (4 — напрям, діагональний між додатними напрямками осей X_2, X_3 ; $\bar{4}$ — напрям, діагональний між додатним напрямком осі X_2

і від'ємним напрямком осі X_3), то в (1), замість одного значення S_{km} , входить комбінована сума S_{km} . Запишімо, наприклад, вираз типу (1) для умов $k = 4, m = 1$:

$$\begin{aligned} \pi_{41}^* &= \pi_{41}^0 + 2\Delta n_4 S_{41} \\ &= \pi_{41}^0 + \Delta n_4 (S_{12} + S_{13} + S_{14}). \end{aligned} \quad (3)$$

Для умов експерименту $k = \bar{4}, m = 1$ і $k = \bar{4}, m = 4$ відповідні вирази для S_{km}^* матимуть вигляд:

$$S_{41}^* = \frac{1}{2}(S_{12} + S_{13} - S_{14}), \quad (4)$$

$$S_{44}^* = \frac{1}{4}(S_{11} + S_{33} + 2S_{23} - S_{44}). \quad (5)$$

Для умов $k = 4, m = \bar{4}$ вираз S_{44}^* є тотожним (5).

Метод запису виразів типу (3)–(5), а також відповідні співвідношення для кристалів усіх класів симетрії наведено в [3].

II. РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ

Досліджували зразки кубічної форми з довжиною ребра ~ 10 мм (вирізували з центральної частини кристалічної булі величиною $\varnothing 84 \times 60$ мм). Знаки кристалічних осей визначено на основі рекомендацій IRE Standards (див. [8]).

Півхвильові напруження таких зразків проявляють анізотропію (від ~ 30 кГ/см² для σ_{41}^0 і σ_{44}^0 до ~ 300 кГ/см² для σ_{41}^0 і σ_{44}^0), включаючи зміну знаків величин σ_{km}^0 . Знаки “+” чи “-” при σ_{km}^0 означають, збільшується чи зменшується природна різниця ходу при дії механічного напруження σ_m . На основі цих знаків за узагальненим правилом [9, 10] визначали знаки $\pi_{km}^0, 2\Delta n_k S_{km}$ і π_{km}^* .

Результати вивчення ПОЕ різниці ходу і ПОЕ двозаломлення в кристалах $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ при температурі $T_K = 20^\circ\text{C}$ на довжині світлової хвилі $\lambda = 0.63$ мкм подані в табл. 1. Порівняння ПОЕ в кристалах $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ і LiNbO_3 проведемо на основі ПОК π_{km}^* , поданих у таблиці 2. Звернімо увагу на таке.

1. ПОЕ кристалів $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ відзначається великою анізотропією: значення ПОК π_{km}^0 і π_{km}^* змінюються від ~ 2.0 Бр до ~ 22 Бр (таблиця 1), при цьому і найменші, і найбільші значення ПОК характерні для діагональних напрямків (4 чи $\bar{4}$) дії одногосіного тиску або поширення променя. Підкреслимо, що такі великі значення ПОК (~ 20 Бр і більше) трапляються вкрай рідко [11,12], а саме геометрії зразків з великими π_{km}^0 є перспективними для застосування у пристроях, які працюють на основі принципу фотопружної модуляції світла [13].

2. Із 4-ї колонки таблиці 1 бачимо, що пружний внесок $2\Delta n_k S_{km}$ в ПОК π_{km}^0 є переважно малим (здебільшого не перевищує 4 %). Тому ПОК π_{km}^0 і π_{km}^* є приблизно рівними (відмінність між ними не перевищує похибки експерименту). Лише у випадку ПОК π_{44}^* пружний внесок є відносно великим ($\sim 8\%$) за рахунок малого значення ПОК π_{44}^0 .

3. Для кристалів класу симетрії $3m$, до яких належать кристали групи LiNbO₃, напрямки 1 і 2, перпендикулярні до осі X_3 , є симетрично тотожними щодо ПОЕ. Тобто ПОК π_{km}^* при дії одновісного тиску σ_m вздовж напрямків $m = 1, 2$ (для напрямку поширення світла $k = 3$) або при $k = 1, 2$ (для $m = 3$) є рівними, а саме: $\pi_{13}^* = \pi_{23}^*$, $\pi_{31}^* = \pi_{32}^*$. То-

жність напрямків 1 і 2 демонструє також рівність ПОК $\pi_{12}^* = \pi_{21}^*$. Відмінність експериментальних значень указаних ПОК (див. табл. 1) не перевищує похибки експерименту $5 \div 7\%$. Довести попарну рівність цих ПОК легко на основі матриці абсолютних ПОК π_{im} (i – напрям поляризації світла) і співвідношення $\pi_{km}^* = \pi_{im}n_i^3 - \pi_{jm}n_j^3$ [1].

№ з/п	σ_{km}^0 , кГ/см	π_{km}^0 , Бр	$2\Delta n_k S_{km}$, Бр (% від π_{km}^0)	π_{km}^* , Бр
1	$\sigma_{12}^0 = -67$	$\pi_{12}^0 = -9.6$	-0.2 (2.1%)	$\pi_{12}^* = -9.8$
2	$\sigma_{21}^0 = -62$	$\pi_{21}^0 = +10.4$	+0.2 (1.9%)	$\pi_{21}^* = +10.6$
3	$\sigma_{13}^0 = +106$	$\pi_{13}^0 = +6.1$	-0.2 (3.3%)	$\pi_{13}^* = +5.9$
4	$\sigma_{23}^0 = +100$	$\pi_{23}^0 = -6.5$	+0.2 (3.1%)	$\pi_{23}^* = -6.3$
5	$\sigma_{31}^0 = 100$	$\pi_{31}^0 = 6.5$	0	$\pi_{31}^* = 6.5$
6	$\sigma_{32}^0 = 94$	$\pi_{32}^0 = 6.9$	0	$\pi_{32}^* = 6.9$
7	$\sigma_{41}^0 = -33.5$	$\pi_{41}^0 = +19.3$	+0.2 (1.0 %)	$\pi_{41}^* = +19.5$
8	$\sigma_{41}^0 = +295$	$\pi_{41}^0 = +2.2$	-0.08 (3.6%)	$\pi_{41}^* = +2.1$
9	$\sigma_{44}^0 = +270$	$\pi_{44}^0 = -2.4$	+0.2 (8.3%)	$\pi_{44}^* = -2.2$
10	$\sigma_{44}^0 = -29$	$\pi_{44}^0 = -22.3$	- 0.2 (0.9 %)	$\pi_{44}^* = -22.5$

Примітки:

- у колонці 4 індекси k, m такі ж, як в інших колонках;
- у рядках 5 і 6 знаки не встановлені, оскільки $\Delta n_3 = 0$, тому $\pi_{km}^* = \pi_{km}^0$.

Таблиця 1. ПОК різниці ходу π_{km}^0 і ПОК двозаломлення π_{km}^* кристалів LiNbO₃:MgO.

π_{km}^* , Бр	π_{12}^*	π_{13}^*	π_{31}^*	π_{41}^*	π_{41}^*	π_{44}^*	π_{44}^*
LiNbO₃:MgO	10.2	6.1	6.7	19.5	2.1	2.2	22.5
LiNbO ₃	9.6	7.6	5.6	16.6	1.85	2.3	19.8
LiNbO ₃ , із даних [10]	10.6	6.8	6.9	12.5	30.3	5.8	1.3

Примітка: в таблицю внесені середні значення абсолютних величин симетрично однакових ПОК.

Таблиця 2. Порівняння ПОК π_{km}^* у кристалах LiNbO₃:MgO і LiNbO₃.

Цікавим у цьому аспекті є питання, чи симетрично тотожними щодо ПОЕ є напрямки 4 і $\bar{4}$, перпендикулярні до кристалофізичної осі X_1 ? Наприклад, чи є рівними ПОК π_{41}^* і $\pi_{\bar{4}1}^*$? Для з'ясування цього скористаймося означенням ПОК π_{km}^* :

$$\pi_{km}^* = -\frac{2}{\sigma_m}(\delta n_i - \delta n_j), \quad (6)$$

де δn_i і δn_j – зміни показників заломлення в напрямках

i, j , перпендикулярних до напрямку k поширення світла.

Підставмо в (6) вирази δn_i і δn_j для умов $k = 4, m = 1$, що відповідають умовам експерименту при визначенні ПОК π_{41}^* (поляризація тоді можлива в напрямках 1 і $\bar{4}$):

$$\delta n_1 = -\frac{1}{2}\pi_{11}n_1^3\sigma_1; \quad \delta n_{\bar{4}} = -\frac{1}{4}(\pi_{12} + \pi_{31} + 2\pi_{41})\sigma_1n_4^3, \quad (7)$$

де n_4 – показник заломлення кристала вздовж напрямків 4 і $\bar{4}$.

Вирази (7) записані на основі головного рівняння п'єзооптики $\delta n_i = -\pi_{im} \sigma_m n_i^3 / 2$ (для $i, m = 1, 2, 3$) і формули для визначення абсолютного ПОК π_{41} (див. огляд [3]).

Підставивши (7) у (6), отримаємо:

$$\pi_{41}^* = \frac{1}{2}(\pi_{12} + \pi_{31} - 2\pi_{41}) \cdot n_4^3 - \pi_{11} \cdot n_1^3. \quad (8)$$

Аналогічні міркування щодо ПОК π_{41}^* дають:

$$\pi_{41}^* = \pi_{11} \cdot n_1^3 - \frac{1}{2}(\pi_{12} + \pi_{31} + 2\pi_{41}) \cdot n_4^3. \quad (9)$$

Зауважимо, що індекси у виразі $\delta \Delta n_k = \delta n_i - \delta n_j$, див. (6), коли k, i, j можуть набувати значень 1, 4, $\bar{4}$, відповідають правилу циклічної перестановки, введеному в [14]: $1 - 4 - \bar{4} - 1 \dots$. Наприклад, $\delta \Delta n_4 = \delta n_{\bar{4}} - \delta n_1$, $\delta \Delta n_{\bar{4}} = \delta n_1 - \delta n_4$.

Порівнюючи (8) і (9), бачимо, що ПОК π_{41}^* і $\pi_{\bar{4}1}^*$ описуються різними виразами, тож повинні мати різні значення. Це демонструють також таблиці: π_{41}^* і $\pi_{\bar{4}1}^*$ суттєво відрізняються. Тобто напрямки 4 і $\bar{4}$ не є симетрично тождними. Такий висновок впливає також з аналогічного порівняння ПОК π_{44}^* і $\pi_{\bar{4}4}^*$.

4. Із 1-го та 2-го рядків порівняльної таблиці 2 бачимо, що ПОЕ в кристалах LiNbO_3 і $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ практично однакові — відмінність відповідних ПОК π_{km}^* від середніх значень не перевищує 10%, що сумірно з точністю експерименту. Лише ПОК π_{41}^* , π_{44}^* і $\pi_{\bar{4}4}^*$ для LiNbO_3 , розраховані з абсолютних ПОК π_{im} на основі даних роботи [10] (рядок 3), суттєво відрізняються від експериментально отриманих відповідних значень π_{km}^* .

Головною причиною цього є таке. Вирази для розрахунку вказаних ПОК π_{km}^* через коефіцієнти π_{im} є складними і складаються з комбінованих сум ПОК π_{im} . Наприклад:

$$\pi_{44}^* = \frac{1}{2}(\pi_{12} + \pi_{13} + \pi_{14}) \cdot n_1^3 - \frac{1}{4}(\pi_{11} + \pi_{13} - \pi_{14} + \pi_{31} + \pi_{33} - 2\pi_{41} + 2\pi_{44}) \cdot n_4^3, \quad (10)$$

див. також вирази (8) і (9). Оскільки ПОК π_{im} , що входять у (8)–(10), визначаються з похибкою від 5 до 30%, то сумарна похибка розрахунку вказаних коефіцієнтів π_{km}^* може перевищувати 100%. Докладно про похибки визначення ПОК π_{im} і π_{km}^* див. у [14].

III. ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОК π_{km}^0 І ДВОЗАЛОМЛЕННЯ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

Важливим параметром акустооптичних комірок є їхня температурна стабільність. Тому досліджено вплив температури на п'єзооптичні коефіцієнти, а також вивчено температурну залежність двозаломлення кристалів $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ в температурному інтервалі $\sim 20\text{--}110^\circ\text{C}$. Приклади температурних залежностей коефіцієнтів π_{km}^0 — на рис. 3. Для дослідження вибрано найбільший із головних ПОК (π_{21}^0) і найбільший з неголовних ПОК (π_{44}^0). Їх залежність від температури незначна: коефіцієнт π_{21}^0 для чистого й легованого магнієм кристалів зменшується на 1.8% і 1.5% на 100 град відповідно, а π_{44}^0 для $\text{LiNbO}_3:\text{MgO}$ — на 1%. Для чистого ніобату літію швидкість зміни ПОК π_{44}^0 значно більша (2.9% на 100 град), однак і ця величина суттєво менша від похибки визначення ПОК π_{km}^0 (5–7%).

Температурна зміна двозаломлення для обох кристалів також невелика (рис. 4): Δn_1 зменшується на 5.0% і 4.4% в інтервалі 100 град для чистого й легованого магнієм ніобату літію відповідно, а Δn_4 — на 5.2% і 4.3% відповідно. Бачимо, що температурна стабільність легованих кристалів є вищою як щодо ПОК, так і щодо двозаломлення, в т. ч. Δn_4 .

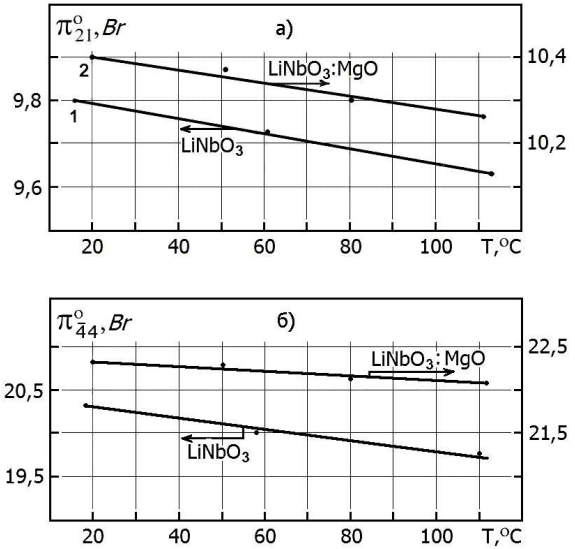


Рис. 3. Температурні залежності ПОК різниці ходу для чистих і легованих магнієм кристалів ніобату літію: а) $\pi_{21}^0(T)$; б) $\pi_{44}^0(T)$.

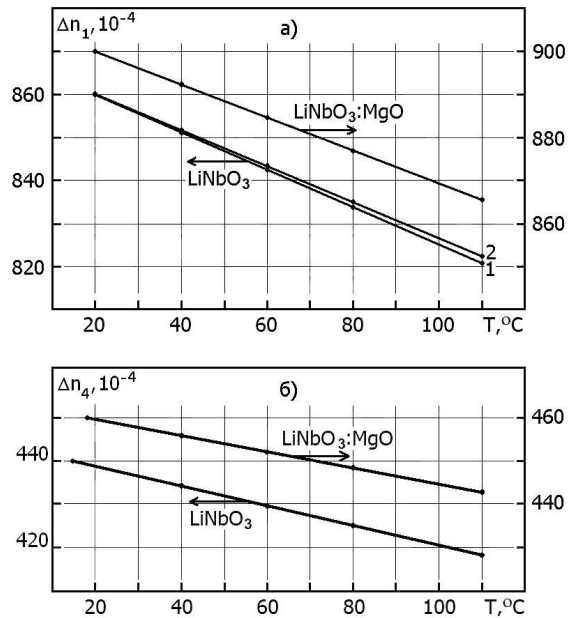


Рис. 4. Температурна залежність двозаломлення чистих і легованих магнієм кристалів ніобату літію: а) $\Delta n_1(T)$, б) $\Delta n_4(T)$; 1 — без урахування температурного розширення (ТР), 2 — з урахуванням ТР; інші залежності — без урахування ТР.

Звернімо увагу на незначну відмінність залежностей $\Delta n_1(T)$ без урахування і з урахуванням температурного розширення (графіки 1 і 2 на рис. 4), яка не перевищує 0.2%.

Урахування температурного розширення проведено так. Продиференціюємо зміну різниці ходу Δ_k :

$$\delta\Delta_k = \delta(\Delta n_k \cdot d_k) = \delta\Delta n_k \cdot d_k + \delta d_k \cdot \Delta n_k, \quad (11)$$

де $\delta\Delta n_k = \delta\Delta n_k(T)$ — температурна зміна двозаломлення; δd_k — температурна зміна товщини зразка. З урахуванням температурного розширення запишімо δd_k як $\delta d_k = d_k \cdot \alpha_k \cdot \Delta T$ (ΔT — інтервал зміни температури, α_k — коефіцієнт термічного розширення). Підставивши цей вираз в (11), отримаємо:

$$\delta\Delta n_k = \delta\Delta_k/d_k - \alpha_k \cdot \Delta n_k \cdot \Delta. \quad (12)$$

Тут $\delta\Delta_k/d_k = \delta\Delta_k(T)/d_k$ — температурна зміна різниці ходу на одиницю товщини зразка (експериментальні дані). Залежність $\delta\Delta_k(T)$ отримано поляризаційно-оптичним методом на основі підрахунку кількості екстремумів інтерференційної картини. Точне визначення фази інтерференційної картини в момент стабілізації температури здійснювалося за допомогою компенсатора Сенармона. Для розрахунків використані значення $\alpha_1 = (14 \div 16) \times 10^{-6}$ 1/град для температур 20–110° С із [15].

Наостанок звернемо увагу на розбіжність залежностей $\Delta n_1(T)$ для кристалів LiNbO₃, отриманих у [16] (3.7% на 100 град) і в нашій роботі (5.0% на 100 град). Причиною цього не можуть бути експериментальні похибки вивчення $\Delta n_1(T)$, оскільки вони не перевищують $\pm 0.2\%$. Тому вказані відмінності слід віднести до невеликих відхилень фізичних властивостей кристалів групи LiNbO₃ залежно від особливостей технології їх вирощування й монодомінізації. Підтвердження цього можна знайти в [15], аналізуючи фізичні параметри LiNbO₃, які отримали різні автори.

IV. ВИСНОВКИ

П'єзооптичні коефіцієнти кристалів LiNbO₃ і LiNbO₃:MgO в межах похибки експерименту є однако-вими як за величиною, так і за анізотропією і знаками. Це стосується також високої температурної стабільності ПОК вказаних кристалів. Ураховуючи сказане, а також високу оптично-променеву стійкість LiNbO₃:MgO, констатуємо, що необхідне подальше дослідження акустооптичних характеристик цих кристалів, включаючи побудову відповідних вказівних поверхонь. Саме ці поверхні та їхня температурна стабільність є критеріями доцільності застосування оптичних матеріалів в акустооптичних пристроях.

-
- [1] А. С. Сонин, А. С. Василевская, *Электрооптические кристаллы* (Атомиздат, Москва, 1971).
- [2] Т. С. Нарасимхамурти, *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1984).
- [3] В. Mytsyk, Ukr. J. Phys. Optics. **4**, 1 (2003).
- [4] Н. А. Weakliem *et al.*, RCA Rev. **36**, 149 (1976).
- [5] Е. Р. Papadakis, J. Acoust. Soc. Am. **42**, 1045 (1967).
- [6] Е. G. Spencer, P. V. Lenzo, J. Appl. Phys. **38**, 423 (1967).
- [7] D. Yu. Sugak *et al.*, Cryst. Res. Technol. **32**, 805 (1997).
- [8] Ю. И. Сиротин, М. П. Шаскольская, *Основы кристаллофизики* (Наука, Москва, 1979).
- [9] Б. Г. Мыщык и др., *Оптика анизотропных сред* (МФТИ, Москва, 1987).
- [10] В. Н. Mytsyk, Ya. V. Pryriz, A. S. Andrushchak, Cryst. Res. Technol. **26**, 931 (1991).
- [11] Б. Г. Мыщык, В. А. Ромашко, Я. А. Сеглиныш, Физ. тверд. тела **33**, 2857 (1991).
- [12] В. А. Ромашко *та ін.*, Укр. фіз. журн. **36**, 1734 (1991).
- [13] М. N. Trainer, US Patent No. 4.6.48.274 (March 10, 1987).
- [14] Б. Г. Мищик, А. С. Андрущак, Г. І. Гаськевич, Укр. фіз. журн. **52**, 800 (2007).
- [15] *Акустические кристаллы. Справочник*, под ред. М. П. Шаскольской (Наука, Москва, 1982).
- [16] J. Warner, D. Robertson, K. Hulme, Phys. Lett. **20**, 163 (1966).

PIEZOOPTIC EFFECT IN LiNbO₃:MgO CRYSTALS

В. Н. Mytsyk, A. S. Andrushchak, Ya. P. Kost', I. M. Solskii
Karpenko Physico-Mechanical Institute, 5 Naukova St., Lviv, UA-79601, Ukraine
e-mail: mytsyk@ipm.lviv.ua

The piezo-optic coefficients (POC) of the optical path difference and birefringence for pure and MgO doped lithium niobate crystals were determined in the geometry of experiment correspondent to both main crystallographic axes and diagonal directions between these axes. The possible reasons for discrepancies between separate results and literature data are discussed. The piezo-optic effect in these crystals is the same in the framework of polarization-optic experiment error as for anisotropy and absolute value of POCs as well as their signs, while temperature stability is high: a change of extreme POCs in the temperature range ~ 20 –110° C does not exceed 1.8%. The advantage of MgO doped lithium niobate crystals for prospective application in acousto-optic devices consists in their high radiation stability.